Eine systematische Untersuchung π^-- mesonisch zerfallender Hyperfragmente, die durch K^-- Mesonen erzeugt wurden

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg - August - Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Joachim Tietge
aus Zeven

Göttingen 1959

Referent: Prof. Dr. W. Heisenberg
Korreferent: Prof. Dr. A. Flammersfeld
Tag der mündlichen Prüfung: 18.Dez. 1959

Sonderdruck aus Nuclear Physics Bd. 20, Heft 2, 1960

621/61

8.A

Nuclear Physics **20** (1960) 227—253; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*

Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

EINE SYSTEMATISCHE UNTERSUCHUNG π^--MESONISCH ZERFALLENDER HYPERFRAGMENTE, DIE DURCH K^--MESONEN ERZEUGT WURDEN

J. TIETGE

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

Eingegangen am 27. Mai 1960

Abstract: A stack of nuclear emulsions (Ilford G5), exposed to the 300 MeV/c K^--beam of the Berkeley Bevatron, has been scanned systematically for hyperfragments. 36 hyperfragments decaying by the π^--mesonic mode were found. 24 of these hyperfragments could be analyzed uniquely in the sense of the criteria given. Binding energies are obtained for ${}_\Lambda H^3$, ${}_\Lambda H^4$, ${}_\Lambda He^4$, ${}_\Lambda He^5$, ${}_\Lambda Li^8$ and ${}_\Lambda Li^9$. Angular, energy and momentum distributions of the ${}_\Lambda He^5$ decay products are studied and compared with the corresponding theoretical distributions given by Byers and Cottingham. The mean lifetime for ${}_\Lambda H^4$-hyperfragments is calculated. Finally, the nuclear capture of a Σ^--hyperon is described, from which a hydrogen nucleus (very probably a proton) and a π^--meson were emitted.

1. Einleitung

Bei den Wechselwirkungen von K^--Mesonen mit Nukleonen können Λ^0- und Σ-Hyperonen entstehen, zum Beispiel

$$K^- + N \to \begin{cases} \Lambda^0 + \pi \\ \Sigma + \pi \end{cases} \quad \text{oder} \quad K^- + N + N \to \begin{cases} \Lambda^0 + N \\ \Sigma + N. \end{cases}$$

Die Σ-Hyperonen können durch sekundäre Reaktionen wiederum in Λ^0-Hyperonen übergehen:

$$\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma, \quad \Sigma^\pm + \begin{pmatrix} n \\ p \end{pmatrix} \to \Lambda^0 + \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}.$$

Von den Λ^0-Hyperonen ist bekannt, daß sie an Kernfragmente gebunden werden und somit Hyperfragmente bilden können. Das in einem Hyperfragment gebundene Λ^0 hat im wesentlichen drei Reaktionsmöglichkeiten. Es kann zerfallen wie ein freies Λ^0,

$$\Lambda^0 \to \begin{cases} p + \pi^- + 37.2 \text{ MeV} \\ n + \pi^0 + 40.5 \text{ MeV}, \end{cases}$$

oder es kann mit einem Nukleon im Hyperfragment reagieren und sich dabei in ein Neutron umwandeln,

$$\Lambda^0 + N \to n + N + 175.6 \text{ MeV}.$$

Jede der drei Reaktionen bedeutet den Zerfall des Hyperfragments; man unterscheidet entsprechend π^--mesonische, π^0-mesonische und nichtmesonische Hyperfragmentzerfälle. In der vorliegenden Arbeit sollen nur die Hyperfragmente mit π^--mesonischem Zerfall untersucht werden.

2. Experiment

Ein Paket trägerfreier Kernemulsionen vom Typ Ilford G 5, das aus 105 Emulsionsschichten mit den Dimensionen 8.9 cm × 14.0 cm × 600 μm bestand, wurde im 300 MeV/c K^--Mesonen-Strahl am Bevatron in Berkeley exponiert.

2.1. DURCHMUSTERUNG

In den einzelnen Emulsionsschichten wurden die K^--Spuren 3 mm von der Eintrittskante entfernt aufgesucht und bis zu ihrem irgendwo im Emulsionspaket liegenden Ende verfolgt. Von den so verfolgten 8912 K^--Mesonen machten 1805 eine Reaktion oder einen Zerfall im Fluge; die restlichen 7107 kamen zur Ruhe und wurden von einem Atomkern der Emulsion eingefangen. Alle von den K^--Flug- und Einfangreaktionen ausgehenden Spuren (außer denen mit Minimum- oder nahezu Minimumionisation) wurden bis zu ihrem Ende verfolgt. Fand dort eine Wechselwirkung statt, von der mehr als minimal ionisierende Sekundärspuren ausgingen, so wurden auch diese bis zu ihrem Ende verfolgt. Auf diese Weise wurden 37 mögliche Hyperfragmente mit π^--mesonischem Zerfall gefunden. Bei 36 Ereignissen hiervon waren die Meßergebnisse mit der Deutung dieser Ereignisse als Hyperfragmente vereinbar (siehe Tab. 1). Das restliche Ereignis (Ereignis 25) stellte den Kerneinfang eines Σ^--Hyperons dar, bei dem ein Wasserstoffkern und ein π^--Meson emittiert wurden.

Für die π^--mesonisch zerfallenden Hyperfragmente stimmt innerhalb der statistischen Schwankungen das Ladungsspektrum bei Erzeugung durch Ruheeinfänge negativer K-Mesonen, wie es sich aus Tab. 1 ergibt, mit dem Ladungsspektrum bei Erzeugung durch 4.5 GeV π^--Mesonen [1]) überein.

2.2. MESSUNGEN UND DEREN UNSICHERHEITEN

An jedem möglichen Hyperfragment und den Spuren seiner geladenen Zerfallsprodukte wurden Reichweite- und Winkelmessungen durchgeführt. Für alle einfach geladenen Teilchen wurde die Energie-Reichweite-Beziehung von W. H. Barkas [2]) verwendet. Nach dieser $E-R$-Beziehung soll die Reichweite der μ^+-Mesonen aus den Ruhezerfällen $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$ gleich 602.2 ± 1.5 μm sein. Zum Vergleich wurden 50 solche μ^+-Mesonen ausgemessen. Als Mittelwert ihrer Reichwerten ergab sich

$$R(\mu^+) = 601.9 \pm 3.6\ \mu\text{m}.$$

Korrektionen, die das Bremsvermögen der benutzten Emulsionen dem Brems-

vermögen, das der Barkas'schen Energie-Reichweite-Beziehung zugrunde liegt, angleichen, waren also nicht notwendig.

Für mehrfach geladene Kerne ($Z \geqq 2$) mit kleinen Geschwindigkeiten ($\beta \lessapprox Z/137$), für die die Barkas'sche $E-R$-Beziehung nicht mehr zuverlässig ist, wurden die Energie-Reichweite-Kurven von J. J. Wilkins [3]) benutzt.

Die bei den Reichweitemessungen vorhandenen Unsicherheiten wurden mit einem Meßfehler von 2 % in der gesamten Reichweite berücksichtigt. Typische Meßfehler bei den Winkelmessungen an Spuren länger als etwa 50 μm sind zum Beispiel: 0.5° bis 1° beim projizierten Winkel α (das ist der Winkel zwischen den Projektionen zweier Spuren in die horizontale Ebene) und 1° bis 2.5° beim Tauchwinkel θ (das ist der Neigungswinkel einer Spur gegen die horizontale Ebene in der ungeschrumpften Emulsion).

3. Analyse der Hyperfragmentzerfälle

Es wurde versucht, aus den Reichweite- und Winkelmessungen an den Zerfallsspuren die Zerfallsschemata der Hyperfragmente zu bestimmen.

3.1. ANALYSE DER RUHEZERFÄLLE

3.1.1. *Zerfälle mit zwei kollinearen Sekundärspuren*

Aus der Kollinearität der beiden Spuren wurde geschlossen, daß die Zerfälle Ruhezerfälle waren, und daß bei ihnen keine neutralen Zerfallsprodukte emittiert wurden:

$$\mathrm{Hf} \rightarrow \mathrm{Fr} + \pi^-.$$

Die jeweils sehr kurze Reichweite $R(\mathrm{Fr})$ des Atomkerns Fr wurde folgendermaßen bestimmt:

$$R(\mathrm{Fr}) = \frac{R_{\mathrm{proj}}(\mathrm{Fr})}{\cos\theta(\pi^-)}.$$

$R_{\mathrm{proj}}(\mathrm{Fr})$ bedeutet die Länge der Projektion der Fr-Spur in die horizontale Ebene, und $\theta(\pi^-)$ ist der Tauchwinkel der π^--Spur. $\theta(\pi^-)$ ist stets sehr viel genauer meßbar als $\theta(\mathrm{Fr})$, der Tauchwinkel der Fr-Spur.

Der Kern Fr hat dem Betrage nach den gleichen Impuls wie das π^--Meson. Nun wurden für Fr alle möglichen Kerne angenommen (beginnend mit He^3) und die zugehörigen Reichweiten berechnet. Für die beiden Kerne K_1 und K_2 seien die so berechneten Reichweiten $R_b(\mathrm{Fr} \equiv K_1)$ und $R_b(\mathrm{Fr} \equiv K_2)$. $R_b(\mathrm{Fr} \equiv K_1)$ möge der gemessenen Reichweite R (Fr) am nächsten liegen, und $R_b(\mathrm{Fr} \equiv K_2)$ liege $R(\mathrm{Fr})$ am zweitnächsten. Der Hyperfragmentzerfall ist dann als eindeutig analysiert anzusehen, d.h., es ist ihm das Zerfallsschema

$$\mathrm{Hf} \rightarrow K_1 + \pi^-$$

zuzuordnen, wenn die folgenden drei Bedingungen erfüllt sind:

$$|R_b(\mathrm{Fr} \equiv \mathrm{K}_1) - R_b(\mathrm{Fr} \equiv \mathrm{K}_2)| = D \geqq 1\mu\mathrm{m}, \tag{1}$$

$$|R_b(\mathrm{Fr} \equiv \mathrm{K}_1) - R(\mathrm{Fr})| \leqq \mathrm{Min}(2\mu\mathrm{m}, \tfrac{1}{3}D), \tag{2}$$

$$B_\Lambda > 0 \text{ (innerhalb der Fehlergrenzen).} \tag{3}$$

B_Λ ist die Bindungsenergie des Λ^0 im Hyperfragment.

3.1.2. *Zerfälle mit drei komplanaren Sekundärspuren*

Die drei Sekundärspuren wurden als komplanar angesehen, wenn der kleinste Winkel, den eine Spur mit der Ebene der beiden anderen nach den Meßergebnissen bildete, kleiner als 6° war (bei den Zerfällen, deren drei Sekundärspuren nicht komplanar waren, betrug dieser Winkel stets mehr als 15°). Aus der Komplanarität der Spuren wurde geschlossen, daß die Hyperfragmente in Ruhe zerfielen, und daß bei diesen Zerfällen keine neutralen Zerfallsprodukte auftraten:

$$\mathrm{Hf} \rightarrow \mathrm{Fr}_1 + \mathrm{Fr}_2 + \pi^-.$$

Die beiden längsten Reichweiten (die π^--Reichweite und die Fr_2-Reichweite) wurden direkt gemessen. Die kürzeste Reichweite (die Fr_1-Reichweite) wurde nach folgender Gleichung bestimmt:

$$R(\mathrm{Fr}_1) = \frac{R_{\mathrm{proj}}(\mathrm{Fr}_1)}{\cos\theta_c(\mathrm{Fr}_1)}. \tag{4}$$

$R_{\mathrm{proj}}(\mathrm{Fr}_1)$ ist die Länge der Projektion der Fr_1-Spur in die horizontale Ebene. $\theta_c(\mathrm{Fr}_1)$ ist der aus den Tauchwinkeln $\theta(\pi^-)$ und $\theta(\mathrm{Fr}_2)$ und den projizierten Winkeln $\alpha(\pi^-, \mathrm{Fr}_2)$ und $\alpha(\pi^-, \mathrm{Fr}_1)$ unter Benutzung der Komplanarität von π^--, Fr_1- und Fr_2-Spur berechnete Tauchwinkel der Fr_1-Spur. Wegen der Kürze der Fr_1-Reichweiten ist ihre Bestimmung nach Gleichung (4) genauer als die durch direkte Messungen.

Für Fr_1 und Fr_2 wurden alle möglichen Kerne angenommen. Aus dem Impuls des π^--Mesons und des für Fr_2 angenommenen Kerns sowie aus dem Winkel zwischen der π^-- und der Fr_2-Spur folgt der Impuls des für Fr_1 angenommenen Kerns, und daraus läßt sich die zugehörige Fr_1-Reichweite $R_b(\mathrm{Fr}_1)$ berechnen. Auf diese Weise wurden alle möglichen Zerfallsschemata durchgerechnet. Im Zerfallsschema Z_1 sei für Fr_1 der Kern K_1 und für Fr_2 der Kern K_3 gesetzt; im Zerfallsschema Z_2 entspreche Fr_1 der Kern K_2 und Fr_2 der Kern K_4. Von den bei der Durchrechnung aller möglichen Zerfallsschemata erhaltenen Fr_1-Reichweiten möge die aus dem Zerfallsschema Z_1 folgende $R_b(\mathrm{Fr}_1 \equiv \mathrm{K}_1)$ der Reichweite $R(\mathrm{Fr}_1)$ am nächsten liegen, und die aus dem Zerfallsschema Z_2 folgende $R_b(\mathrm{Fr}_1 \equiv \mathrm{K}_2)$ möge ihr am zweitnächsten liegen. Der untersuchte Hyperfragmentzerfall gilt dann als eindeutig analysiert, d.h., es ist ihm das

Zerfallsschema Z_1,

$$Hf \rightarrow K_1 + K_3 + \pi^-,$$

zuzuordnen, falls die drei Eindeutigkeitskriterien (1), (2) und (3) erfüllt sind; für das dortige Fr setze man hier Fr_1.

3.1.3. *Kompliziertere Zerfälle*

Bei hinreichend langen Hyperfragmentspuren ($\gtrapprox 20\ \mu$m) kann man an der Ionisation und der Streuung im allgemeinen erkennen, ob ein Ruhezerfall vorliegt oder nicht. Ist eine Hyperfragmentspur kürzer als etwa 20 μm, so ist eine derartige Unterscheidung praktisch nicht mehr möglich.

Nur das π^--Meson konnte sicher identifiziert werden. Für die übrigen Zerfallsspuren wurden alle möglichen Kerne angenommen und die zugehörigen kinetischen Energien und Impulse aus den gemessenen Reichweiten bestimmt. Danach wurde für jedes mögliche Zerfallsschema ohne und mit Neutronen der Restimpuls P_r der geladenen Zerfallsprodukte berechnet (das ist die Summe der Impulse der geladenen Zerfallsprodukte). Wie aus Tab. 1 zu ersehen ist, ergaben die eindeutig analysierten Hyperfragmentzerfälle mit drei komplanaren Sekundärspuren für die richtigen Zerfallsschemata Restimpulse bis zu 30 MeV/c. Die komplizierteren (d.h., weder kollinearen noch komplanaren) Ruhezerfälle von Hyperfragmenten mußten nun eine der folgenden drei Bedingungen erfüllen, um als eindeutig analysiert angesehen zu werden:

1) Alle Zerfallsschemata mit einem und mehr Neutronen ergeben negative Bindungsenergien B_Λ, bzw. negative obere Grenzen von B_Λ. Unter den Zerfallsschemata ohne Neutronen gibt es nur eins mit einem Restimpuls $P_r < 30$ MeV/c und $B_\Lambda > 0$.

2) Alle Zerfallsschemata mit zwei und mehr Neutronen ergeben negative obere Grenzen von B_Λ. Alle Zerfallsschemata ohne Neutronen ergeben, wenn überhaupt positive B_Λ, dann nur gleichzeitig mit Restimpulsen $P_r > 45$ MeV/c. Unter den Zerfallsschemata mit einem Neutron gibt es nur eins, für das B_Λ positiv wird.

3) Alle Zerfallsschemata mit einem Neutron ergeben negative B_Λ. Alle Zerfallsschemata ohne Neutronen ergeben höchstens positive B_Λ, wenn gleichzeitig $P_r > 45$ MeV/c wird. Unter den Zerfallsschemata mit zwei und mehr Neutronen gibt es nur eins, für das die obere Grenze von B_Λ positiv wird.

Die Bedingungen für die Bindungsenergie B_Λ brauchten natürlich auch hier nur innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt zu sein.

3.2. ANALYSE DER FLUGZERFÄLLE

Jeder der drei sicheren Hyperfragment-Flugzerfälle, die gefunden wurden, zeigte drei Zerfallsspuren. Es wurden alle möglichen Zerfallsschemata ohne Neutronen durchgerechnet:

$$Hf \rightarrow Fr_1 + Fr_2 + \pi^-.$$

TAB

Experimentelle Daten der Hyperfra

Ereignis Nr.	Hyperfragment			
	Zerfallsschema	Reichw. [μm] [a]	Eigenflugzeit [10^{-12} sec] [b]	Teilch
1	${}_{\Lambda}H^{2,3,4} \rightarrow H^{1,2,3}+H^1+\pi^-$	496	(24.0)	π^- H^1 $H^{1,2,}$
2	${}_{\Lambda}H^4 \rightarrow H^3+H^1+\pi^-$	415	23.3	π^- H^1 H^3
3	${}_{\Lambda}He^5 \rightarrow He^4+H^1+\pi^-$	28.1	2.5	π^- H^1 He^4
4	${}_{\Lambda}Li^9 \rightarrow He^4+He^4+n+\pi^-$	33.0	2.5	π^- He^4 He^4
5	${}_{\Lambda}He^5 \rightarrow He^4+H^1+\pi^-$	10.8	1.2	π^- H^1 He^4
6	${}_{\Lambda}He^5 \rightarrow He^4+H^1+\pi^-$	45.4	3.5	π^- H^1 He^4
7	${}_{\Lambda}He^4 \rightarrow He^3+H^1+\pi^-$	122	6.9	π^- H^1 He^3
8	(?)	41.2	(2.9)	π^- (?) (?)
9	${}_{\Lambda}H^4 \rightarrow H^2+H^1+n+\pi^-$ oder ${}_{\Lambda}H^4 \rightarrow H^1+H^1+n+n+\pi^-$	57.3	6.3	π^- $H^{1,2}$ $H^{1,2}$
10	${}_{\Lambda}He^5 \rightarrow He^4+H^1+\pi^-$	75.0	4.9	π^- H^1 He^4

[a]) Bei den Flugzerfällen (24, 35, 36) ist in Klammern die berechnete Restreichweite des Hyperfragments im Zerfallspunkt angegeben. Darüber steht jeweils die Weglänge vom K^--Einfang bis zum Zerfallspunkt.

[b]) Die Eigenflugzeit ist immer dann in Klammern angegeben, wenn Ladung und Masse des Hyperfragments nicht eindeutig bestimmt werden konnten. In allen diesen Fällen ist der angegebene Wert das arithmetische Mittel der verschiedenen möglichen Eigenflugzeiten. War das Zerfallsschema ganz unbekannt ((?) in Spalte (1)), so wurde die Eigenflugzeit eines Protons mit der Reichweite des Hyperfragments angegeben.

nesonischem Zerfall

e Zerfallsprodukte			P_r $\left[\frac{\text{MeV}}{c}\right]$ d)	$\lvert\vec{\pi}[\vec{\text{Fr}}_1 \times \vec{\text{Fr}}_2]\rvert$ oder $\sin\psi\,(\pi^-, \text{Fr})$ e)	K$^-$-Reaktion	
nw.]	Θ [Grad] c)	ϕ [Grad]			Ruheeinfang oder Flug-reaktion	Anzahl der erzeugten Spuren (ohne Hf.)
3	−13.3	343.5				
3	+16.6	162.7			F	$1+\pi$
)						
4	+12.2	135.7				
5	−40.2	311.8	8	0.020	R	$4+\pi$
3.6	+71.1	126.4				
)	+36.8	68.0				
2	+16.7	46.5	9	0.021	R	4
9.2	−26.6	231.9				
7	+50.9	84.8				
3.9	+35.3	67.5			R	3
5.0	−42.0	262.1				
5	+9.0	290.7				
.0	+34.3	230.7	20	0.056	R	2
.6	−17.1	105.1				
	−4.7	120.8				
	−59.7	165.3	29	0.035	R	3
.1	+27.3	308.7				
	−2.5	186.0				
	+64.7	24.7	25	0.076	R	$2+\pi$
.4	−73.7	352.7				
	+9.9	108.1				
.2	−62.6	294.1			R	3
.8	+44.5	287.3				
	+7.1	149.2				
2	+11.9	311.0			R	1
1	+36.0	347.4				
	−40.6	307.6				
	−33.6	240.1	9	0.039	R	4
3	+38.5	85.7				

c) Bei einem positiven Tauchwinkel Θ wird das betreffende Zerfallsprodukt in den oberen Halbraum (zur Emulsionsoberfläche) emittiert, bei negativem Θ wird es in den unteren Halbraum (zum Glas) emittiert.

d) Der Restimpuls P_r ist für alle eindeutig analysierten Ruhezerfälle mit nur geladenen Zerfallsprodukten angegeben (ausgenommen die Ereignisse 19 und 29).

e) Für die komplanaren Dreikörper-Zerfälle ist das Parallelepipedon-Volumen $\lvert\vec{\pi}[\vec{\text{Fr}}_1 \times \vec{\text{Fr}}_2]\rvert$ angegeben. $\vec{\pi}$, $\vec{\text{Fr}}_1$ und $\vec{\text{Fr}}_2$ sind die Einheitsvektoren in Richtung der π^--, der Fr_1- und der Fr_2-Spur. Für die kollinearen Zweikörper-Zerfälle ist $\sin\psi(\pi^-, \text{Fr})$ angegeben. $\psi(\pi^-, \text{Fr})$ ist der Winkel zwischen der π^-- und der Fr-Spur.

TAB

Ereignis Nr.	Hyperfragment			
	Zerfallsschema	Reichw. [μm] [a]	Eigenflugzeit [10^{-12} sec] [b]	Teilch
11	${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	80.1	5.2	π^{-} H^{1} He^{4}
12	${}_{\Lambda}He^{4} \rightarrow He^{3}+H^{1}+\pi^{-}$	163	7.9	π^{-} H^{1} He^{3}
13	(?)	22.4	(2.0)	π^{-} (?)
14	${}_{\Lambda}Li^{8} \rightarrow Be^{7}+n+\pi^{-}$ oder ${}_{\Lambda}Li^{9} \rightarrow Be^{7}+n+n+\pi^{-}$	11.4	1.0	π^{-} Be^{7}
15	(?)	2.7	(0.4)	π^{-} (?) (?)
16	${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	10.6	1.2	π^{-} H^{1} He^{4}
17	${}_{\Lambda}He^{4} \rightarrow H^{2}+H^{1}+H^{1}+\pi^{-}$	81.7	4.9	π^{-} H^{1} H^{1} H^{2}
18	${}_{\Lambda}H^{4} \rightarrow He^{3}+n+\pi^{-}$	255	16.7	π^{-} He^{3}
19	${}_{\Lambda}H^{4} \rightarrow He^{4}+\pi^{-}$	514	27.0	π^{-} He^{4}
20	(?)	4.2	(0.6)	π^{-} (?) (?)
21	${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	60.3	4.3	π^{-} H^{1} He^{4}
22	(?)	1174	(30.5)	π^{-} (?) (?)
23	${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	28.3	2.5	π^{-} H^{1} He^{4}

Siehe Fußnoten auf Seiten 232, 233.

zung)

ne Zerfallsprodukte			P_r $\left[\frac{\text{MeV}}{c}\right]$ d)	$\left\vert\vec{\pi}\left[\vec{\text{Fr}}_1 \times \vec{\text{Fr}}_2\right]\right\vert$ oder $\sin \psi(\pi^-, \text{Fr})$ e)	K$^-$-Reaktion	
nw.]	Θ [Grad] c)	ϕ [Grad]			Ruheeinfang oder Flug-reaktion	Anzahl der erzeugten Spuren (ohne Hf.)
0	−5.6	9.6				
7.8	+11.7	102.9	9	0.005	R	1+π
5.6	0	216.9				
5	−5.3	69.7				
1.1	−64.3	197.0	21	0.059	R	3
7.5	+29.0	264.0				
0	+6.4	kollinear		≈ kollinear	R	2
2.2	<0					
9	+8.0	29.1				
					R	1
3.6	−31.3	155.6				
2	+29.0	299.0				
2.2	+11.2	53.5			R	1
2.4	0.	201.0				
5	+6.5	330.0				
9.1	−17.7	27.0	19	0.111	R	3
9.9	+11.3	171.0				
	−15.8	131.5				
	+67.6	296.4	12		R	3+π
.2	+47.3	300.3				
.8	−76.8	85.6				
	+11.2	94.1				
.2	0	264.0			R	2+π^+
	0	118.5				
.2	0	302.0		0.061	R	2
	+12.8	3.0				
	+1.7	159.0			R	1+π
	−50.4	121.8				
	−32.8	43.9	15	0.060	R	4+π
.3	+49.3	244.4				
	−12.7	141.1				
.3	+18.4	339.9			R	4
.1						
	+74.9	53.0				
	−33.0	117.3	12	0.039	R	2+π
3	0	286.4				

TAB

Ereignis Nr.	Hyperfragment			
	Zerfallsschema	Reichw. [μm] [a]	Eigenflugzeit [10^{-12} sec] [b]	Teilch
24	${}_{\Lambda}H^{3} \rightarrow H^{2}+H^{1}+\pi^{-}$ Flugzerfall	1801 (3468)	31.2	π^{-} H^{1} H^{2}
26	${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	116	6.7	π^{-} H^{1} He^{4}
27	${}_{\Lambda}H^{4} \rightarrow He^{3}+n+\pi^{-}$	169	12.8	π^{-} He^{3}
28	${}_{\Lambda}Li^{8} \rightarrow He^{4}+He^{4}+\pi^{-}$	93.1	5.1	π^{-} He^{4} He^{4}
29	${}_{\Lambda}H^{4} \rightarrow He^{4}+\pi^{-}$	32.9	3.9	π^{-} He^{4}
30	(?)	20.3	(1.9)	π^{-} (?) (?)
31	${}_{\Lambda}H^{4} \rightarrow H^{3}+H^{1}+\pi^{-}$	430	23.9	π^{-} H^{1} H^{3}
32	(?)	10.0	(1.1)	π^{-} (?) (?) (?)
33	${}_{\Lambda}He^{4} \rightarrow He^{3}+H^{1}+\pi^{-}$ oder ${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	30.2	(2.5)	π^{-} H^{1} He^{3},
34	${}_{\Lambda}He^{4} \rightarrow He^{3}+H^{1}+\pi^{-}$ oder ${}_{\Lambda}He^{6} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	193	(9.2)	π^{-} H^{1} He^{3},
35	${}_{\Lambda}H^{4} \rightarrow H^{3}+H^{1}+\pi^{-}$ Flugzerfall	7930 (4007)	128.2	π^{-} H^{1} H^{3}
36	${}_{\Lambda}H^{4} \rightarrow H^{3}+H^{1}+\pi^{-}$ Flugzerfall	648 (260)	22.7	π^{-} H^{1} H^{3}
37	${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$	78.8	5.2	π^{-} H^{1} He^{4}

Siehe Fußnoten auf Seiten 232, 233.

ung)

e Zerfallsprodukte			P_r $\left[\frac{\text{MeV}}{c}\right]$ d)	$\left\vert\vec{\pi}\left[\vec{\text{Fr}}_1 \times \vec{\text{Fr}}_2\right]\right\vert$ oder $\sin\psi$ (π^-, Fr) e)	K$^-$-Reaktion	
v.	Θ [Grad] e)	ϕ [Grad]			Ruheeinfang oder Flug-reaktion	Anzahl der erzeugten Spuren (ohne Hf.)
	+38.3	359.1			R	3
	+8.0	232.7				
	+10.9	243.7				
	+76.9	250.3				
	+42.3	210.0	13	0.019	R	2
5	−53.1	31.4				
	−33.1	307.0			R	4
2	+18.3	118.8				
	−12.2	318.4				
4	−39.0	163.0	19	0.052	R	1
8	+59.6	358.2				
	−40.0	21.8		0.058	R	5
5	+36.7	201.7				
	+56.1	272.0			R	2
6	−80.0	272.0				
	+56.2	1.8				
4	−56.5	225.5	3	0.003	R	3
1	0	115.0				
	+21.6	207.1				
5	−5.3	70.4			R	2
1	0	303.8				
2	0	113.0				
	+24.6	137.0				
	+40.8	291.0	29	0.026	R	3
8	−49.4	101.9				
	+23.4	262.9			R	3+π^-
	−20.9	77.8				
	+39.1	306.5				
	−28.3	183.8			R	4
	−11.1	139.6				
	+24.2	151.2				
	−26.3	25.0			R	3
	−33.7	83.5				
	−20.0	274.4				
6	−5.4	298.6	3	0.006	R	2
5	+15.1	104.9				

Im Laborsystem (L-System) folgen die Impuse des π^--Mesons und der verschiedenen für Fr_1 und Fr_2 angenommenen Kerne aus den entsprechenden Reichweiten. Die kinetische Energie $\bar{E}$ eines Zerfallsproduktes im Schwerpunktsystem (S-System) folgt aus seinem Impuls p im L-System, seiner Ruhemasse m, seiner Gesamtenergie U im L-System, dem Winkel ϑ zwischen seiner Flugrichtung und der Flugrichtung des Hyperfragments in L-System und der Geschwindigkeit β des Hyperfragments (im Augenblick des Zerfalls):

$$\bar{E} = \frac{U - p\beta \cos \vartheta}{\sqrt{1-\beta^2}} - m.$$

(Die Lichtgeschwindigkeit c wurde hier, wie auch im folgenden stets gleich 1 gesetzt.)

β ergab sich aus dem Impuls P des Hyperfragments im L-System und seiner Ruhemasse M. P wurde als Vektorsumme der Impulse der drei Zerfallsprodukte im L-System berechnet.

Jeder der drei Hyperfragmentzerfälle im Fluge galt dann als eindeutig analysiert, wenn es nur ein Zerfallsschema ohne Neutronen gab, für das die beiden folgenden Bedingungen erfüllt waren:

1) Die Komponente des Gesamtimpulses der drei Zerfallsprodukte in der horizontalen Ebene, senkrecht zur Flugrichtung des Hyperfragments, mußte innerhalb der doppelten Fehlergrenzen verschwinden.

2) Die Bindungsenergie B_Λ mußte innerhalb der Fehlergrenzen positiv sein.

An den Spuren von Ereignis 24 und Ereignis 36 waren zusätzlich direkte Massenund Ladungsbestimmungen notwendig, um die Zerfallsschemata für diese beiden Flugzerfälle eindeutig festlegen zu können.

Zerfallsschemata mit Neutronen wurden bei der Analyse der Flugzerfälle nicht berücksichtigt, da bei jedem emittierten Neutron Betrag und Richtung seines Impulses unbekannt sind und daher die für die Transformation vom L- ins S-System benötigte Geschwindigkeit β des Hyperfragments nicht berechnet werden kann.

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1. BINDUNGSENERGIEN B_Λ

Die Bindungsenergie B_Λ des Λ^0-Hyperons in einem Hyperfragment wird gegeben durch

$$B_\Lambda = (M + m_{\Lambda^0}) - (\sum_i m_i + Q_{\text{kin}}).$$

M ist die Masse des Kernfragments und m_{Λ^0} die Masse des Λ^0 (Kernfragment und Λ^0 zusammen bilden das Hyperfragment). $\sum_i m_i$ ist die Summe der Massen

aller Zerfallsprodukte, und Q_{kin} ist die gesamte beim Zerfall des Hyperfragments freiwerdende kinetische Energie.

Die Massen der Atomkerne wurden aus den von A. H. Wapstra [4]) gegebenen Kernbindungsenergien unter Verwendung der Protonenmasse [5])

$$m_{\text{p}} = 938.21 \pm 0.01 \text{ MeV}$$

und der Neutronenmasse [5])

$$m_{\text{n}} = 939.51 \pm 0.01 \text{ MeV}$$

berechnet.

Die Masse des Λ^0-Hyperons wird gegeben durch

$$m_{\Lambda^0} = m_{\text{p}} + m_{\pi^-} + Q(\Lambda^0).$$

Die Masse des π^--Mesons ist sehr genau bekannt [5]):

$$m_{\pi^-} = 139.63 \pm 0.06 \text{ MeV}.$$

Für $Q(\Lambda^0)$ wurde der Wert

$$Q(\Lambda^0) = 37.22 \pm 0.20 \text{ MeV}$$

benutzt [1]).

Im folgenden werden die Bindungsenergien B_Λ für alle diejenigen Hyperfragmente gegeben, die eindeutig analysiert werden konnten.

4.1.1. *Wasserstoff-Hyperfragmente*

a) ${}_\Lambda\text{H}^3$-Hyperfragment

Für den Flugzerfall von Ereignis 24 lieferte die Analyse zwei mögliche Zerfallsschemata:

$${}_\Lambda\text{H}^{2,3} \rightarrow \text{H}^{1,2} + \text{H}^1 + \pi^-.$$

Streumessungen an der entscheidenden Zerfallsspur ergaben, daß sie von einem Deuteron erzeugt worden war:

$${}_\Lambda\text{H}^3 \rightarrow \text{H}^2 + \text{H}^1 + \pi^-.$$

Die gesamte beim Zerfall freiwerdende kinetische Energie betrug im Schwerpunktsystem des ${}_\Lambda\text{H}^3$

$$\bar{Q}_{\text{kin}} = 36.93 \text{ MeV}.$$

Damit folgte

$$B_\Lambda = 0.29 \pm 0.96 \text{ MeV}.$$

Der angegebene Fehler ΔB_Λ ist der aus der Bohrschwankung der Reichweiten und den Unsicherheiten in den Reichweite- und Winkelmessungen berechnete.

b) ${}_\Lambda H^4$-Hyperfragmente

i) Den Ereignissen 19 und 29 konnte sicher der Zweikörper-Zerfall

$$ {}_\Lambda H^4 \rightarrow He^4 + \pi^- $$

zugeordnet werden. Da aber das π^--Meson bei Ereignis 19 nach etwa 3 cm aus dem Emulsionspaket lief und bei Ereignis 29 nach ungefähr 1.5 mm im Fluge verschwand (Ladungsaustausch), wurde in beiden Fällen seine kinetische Energie $E(\pi^-)$ aus Blobdichte-Messungen bestimmt. Wegen der dadurch entstehenden großen Unsicherheiten sind die Bindungsenergien B_Λ in beiden Fällen wertlos.

Ereignis Nr.	$E(\pi^-)$ [MeV]	$E(He^4)$ [MeV]
19	$50.1^{+5.2}_{-4.5}$	2.39 ± 0.05
29	$52.7^{+7.9}_{-5.8}$	2.47 ± 0.05

Eine Mikrophotographie von Ereignis 19 ist in Abb. 1 gezeigt.

${}_\Lambda H^4 \rightarrow He^4 + \pi^- + (53 \pm 5)$MeV.

Abb. 1. Mikrophotographie von Ereignis 19.

ii) Zwei ${}_\Lambda H^4$-Hyperfragmente (Ereignisse 18 und 27) zerfielen folgendermaßen:

$$ {}_\Lambda H^4 \rightarrow He^3 + n + \pi^- . $$

Ereignis Nr.	Q_{kin} [MeV]	B_Λ [MeV]	ΔB_Λ [MeV]
18	35.25	1.21	0.85
27	35.69	0.77	0.62

iii) Für die Ereignisse 2, 31, 35 und 36 ergab die Analyse das Zerfallsschema

$$ {}_\Lambda H^4 \rightarrow H^3 + H^1 + \pi^- . $$

Ereignis Nr.	Q_{kin} [MeV]	B_Λ [MeV]	ΔB_Λ [MeV]	$R(H^3)$ [μm]	$R_b(H^3)$ [μm]
2	35.09	2.13	0.54	8.6	10.2
31	34.44	2.78	0.62	3.1	3.1
35	35.70 †	1.52	1.06	Flugzerfall	
36	36.21 †	1.01	0.64	Flugzerfall	

† Es ist dies die gesamte beim Zerfall freiwerdende kinetische Energie im Schwerpunktsystem des ${}_\Lambda H^4$-Hyperfragments.

4.1.2. *Helium-Hyperfragmente*

a) ${}_\Lambda He^4$-Hyperfragmente

i) Der Vierkörper-Zerfall von Ereignis 17 konnte als Zerfall eines ${}_\Lambda He^4$-Hyperfragments identifiziert werden:

$$ {}_\Lambda He^4 \rightarrow H^2 + H^1 + H^1 + \pi^- , $$

mit

$$ Q_{kin} = 29.62 \text{ MeV}, \quad B_\Lambda = 2.11 \pm 0.41 \text{ MeV}. $$

ii) Den komplanaren Zerfällen der Ereignisse 7 und 12 konnte eindeutig das Zerfallsschema

$$ {}_\Lambda He^4 \rightarrow He^3 + H^1 + \pi^- $$

zugeordnet werden.

Ereignis Nr.	Q_{kin} [MeV]	B_Λ [MeV]	ΔB_Λ [MeV]	$R(He^3)$ [μm]	$R_b(He^3)$ [μm]
7	34.67	2.55	0.46	11.4	11.8
12	34.29	2.93	0.61	7.5	7.1

b) ${}_{\Lambda}He^5$-Hyperfragmente

Es wurden 10 ${}_{\Lambda}He^5$-Hyperfragmente identifiziert. Das Zerfallsschema war in allen Fällen

$$ {}_{\Lambda}He^5 \rightarrow He^4 + H^1 + \pi^- . $$

Ereignis Nr.	Q_{kin} [MeV]	B_Λ [MeV]	ΔB_Λ [MeV]	$R(He^4)$ [μm]	$R_b(He^4)$ [μm]
3	35.12	2.10	0.52	19.2	20.0
5	34.37	2.85	0.64	7.6	7.2
6	34.50	2.72	0.59	11.1	11.1
10	34.37	2.85	0.51	17.3	17.0
11	34.55	2.67	0.65	5.6	5.3
16	33.63	3.59	0.60	9.9	9.3
21	34.17	3.05	0.46	18.3	18.7
23	34.50	2.72	0.46	9.3	8.8
26	34.90	2.32	0.35	34.5	33.6
37	34.13	3.09	0.61	10.5	10.4

In Abb. 2 ist eine Mikrophotographie von Ereignis 37 gezeigt.

${}_{\Lambda}He^5 \rightarrow He^4 + H^1 + \pi^- + (34{,}1 \pm 0{,}6)\,MeV$

Abb. 2. Mikrophotographie von Ereignis 37.

4.1.3. *Lithium-Hyperfragmente*

a) ${}_{\Lambda}Li^8$-Hyperfragment

Ereignis 28 wurde als ${}_{\Lambda}Li^8$-Hyperfragment mit dem Zerfallsschema

$$ {}_{\Lambda}Li^8 \rightarrow He^4 + He^4 + \pi^- $$

identifiziert. Es war

$$Q_{\text{kin}} = 48.06 \text{ MeV}, \quad B_\Lambda = 6.51 \pm 0.67 \text{ MeV},$$
$$R(\text{He}^4) = 38.8 \mu\text{m}, \quad R_b(\text{He}^4) = 37.1 \ \mu\text{m}.$$

b) $_\Lambda$Li^9-Hyperfragment

Ereignis 4 ließ sich nur als Zerfall eines $_\Lambda$Li^9-Hyperfragments erklären. Die Zuordnung des Zerfallsschemas war eindeutig:

$$_\Lambda\text{Li}^9 \rightarrow \text{He}^4 + \text{He}^4 + \text{n} + \pi^-.$$

Es war

$$Q_{\text{kin}} = 44.52 \text{ MeV}, \quad B_\Lambda = 8.01 \pm 1.06 \text{ MeV}.$$

4.1.4. *Zusammenfassung*

Die Verteilungen der Bindungsenergien B_Λ für die verschiedenen Hyperfragmente sind in Abb. 3 gezeigt. Die gewichteten Mittelwerte $\bar{B}_\Lambda$ der Bindungs-

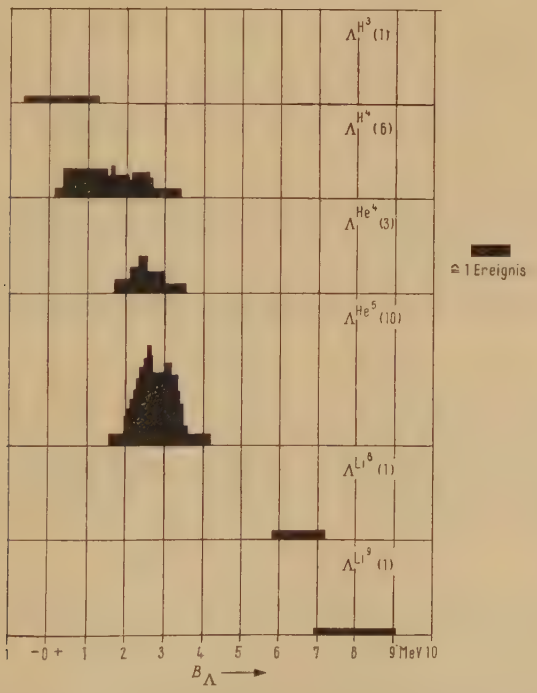

Abb. 3. Verteilungen der Bindungsenergien B_Λ für die verschiedenen Hyperfragmente. Jedem Ereignis entspricht ein Rechteck konstanten Flächeninhalts, dessen Grundlinie dem jeweiligen ΔB_Λ proportional ist.

energien sind in Tab. 2 gegeben. Es ist:

$$\bar{B}_\Lambda = \frac{\sum_i \frac{B_\Lambda^{(i)}}{(\Delta B_\Lambda^{(i)})^2}}{\sum_i \frac{1}{(\Delta B_\Lambda^{(i)})^2}}, \quad \Delta\bar{B}_\Lambda = \left\{\sum_i \frac{1}{(\Delta B_\Lambda^{(i)})^2}\right\}^{-\frac{1}{2}}.$$

TABELLE 2

Gewichtete Mittelwerte $\bar{B}_\Lambda$ der Bindungsenergien für die verschiedenen Hyperfragmente

Hyperfragment	$\bar{B}_\Lambda$ [MeV]	$\Delta\bar{B}_\Lambda$ [MeV]	Anzahl der gemittelten Ereignisse
${}_\Lambda H^3$	0.29	0.96	1
${}_\Lambda H^4$	1.65	0.27	6
${}_\Lambda He^4$	2.43	0.27	3
${}_\Lambda He^5$	2.72	0.16	10
${}_\Lambda Li^8$	6.51	0.67	1
${}_\Lambda Li^9$	8.01	1.06	1

Wie in allen bisher veröffentlichten Arbeiten über Hyperfragmente, so wurde auch in der vorliegenden weder ein ${}_\Lambda H^2$ noch ein ${}_\Lambda He^3$ gefunden. Die Zerfälle

$${}_\Lambda H^2 \rightarrow H^1 + H^1 + \pi^- \quad \text{und} \quad {}_\Lambda He^3 \rightarrow H^1 + H^1 + H^1 + \pi^-$$

wären leicht zu erkennen und auch eindeutig zu analysieren. Man darf also annehmen, daß die Wechselwirkung eines Λ^0-Hyperons mit 1 oder 2 Protonen in diesen Fällen nicht stark genug ist, um eine Bindung zu erzeugen.

Ebenso wurden Hyperfragmente mit der Baryonenzahl 6 (${}_\Lambda He^6$ und ${}_\Lambda Li^6$) bis jetzt nicht gefunden. Der am häufigsten zu erwartende Zerfall für ${}_\Lambda Li^6$ wäre

$${}_\Lambda Li^6 \rightarrow He^4 + H^1 + H^1 + \pi^-.$$

Zerfälle dieser Art können nicht übersehen werden und müßten auch einmal eindeutig analysierbar sein (Ereignis 32 stellt mit Sicherheit kein ${}_\Lambda Li^6$ dar). ${}_\Lambda Li^6$-Hyperfragmente werden also, wenn überhaupt, nur sehr selten vorkommen.

Für ${}_\Lambda He^6$ wäre ein energetisch sehr günstiges Zerfallsschema

$${}_\Lambda He^6 \rightarrow He^4 + H^1 + n + \pi^-.$$

Wenn der Impuls des Neutrons nicht zu groß ist, lassen sich solche Zerfälle von den Zerfällen ${}_\Lambda He^5 \rightarrow He^4 + H^1 + \pi^-$ nicht unterscheiden. Will man die Abweichungen von der exakten Komplanarität nicht auf Meßunsicherheiten zurückführen sondern als tatsächlich ansehen, so kann man alle 10 ${}_\Lambda He^5$-Zerfälle der vorliegenden Arbeit auch als ${}_\Lambda He^6 \rightarrow He^4 + H^1 + n + \pi^-$ interpretieren.

In der vorliegenden Arbeit ist das schwerste Hyperfragment, für das die Bindungsenergie B_Λ bestimmt werden konnte, ein ${}_\Lambda\mathrm{Li}^9$. Das schwerste Hyperfragment mit π^--mesonischem Zerfall, das bisher überhaupt innerhalb der Fehlergrenzen eindeutig analysiert werden konnte [6]), ist ein ${}_\Lambda\mathrm{B}^{12}$. Da das Verhältnis der nichtmesonischen zu den π^--mesonischen Zerfällen mit wachsender Kernladung Z der Hyperfragmente sehr stark ansteigt [7]), ist man zur Bestimmung der Bindungsenergien B_Λ von noch schwereren Hyperfragmenten praktisch auf die Untersuchung nichtmesonischer Zerfälle angewiesen.

4.2. ENERGIE-, IMPULS- UND WINKELVERTEILUNGEN DER ZERFALLSPRODUKTE

In diesem Abschnitt werden nur diejenigen Hyperfragmentzerfälle berücksichtigt, die sicher das folgende Zerfallsschema haben:

$$\mathrm{Hf} \rightarrow \mathrm{Fr} + \mathrm{H}^1 + \pi^-.$$

Proton und π^--Meson wurden als die Zerfallsprodukte eines fiktiven „Λ^0"-Hyperons angesehen. Dann lassen sich für diese „Λ^0"-Hyperonen die $Q_{„\Lambda"}$-Werte berechnen. $Q_{„\Lambda"}$ ist die Summe der kinetischen Energien von Proton und π^--Meson im Ruhesystem des „Λ^0":

$$Q_{„\Lambda"} = (m_\mathrm{p} + m_\pi) \cdot \left\{ \left(1 + \frac{2Q^*}{m_\mathrm{p} + m_\pi} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\},$$

mit

$$Q^* = \frac{U_\mathrm{p} U_\pi - m_\mathrm{p} m_\pi - p_\mathrm{p} p_\pi \cos \psi}{m_\mathrm{p} + m_\pi}.$$

m_p und m_π sind die Ruhemassen von Proton und π^--Meson. U_p und p_p sind Gesamtenergie und Impuls des Protons im Ruhesystem des Hyperfragments. U_π und p_π sind die entsprechenden Größen für das π^--Meson. ψ ist der Winkel zwischen den Flugrichtungen von Proton und π^--Meson im Ruhesystem des Hyperfragments.

Abb. 4 zeigt die Verteilung der $Q_{„\Lambda"}$-Werte aus der vorliegenden Arbeit.

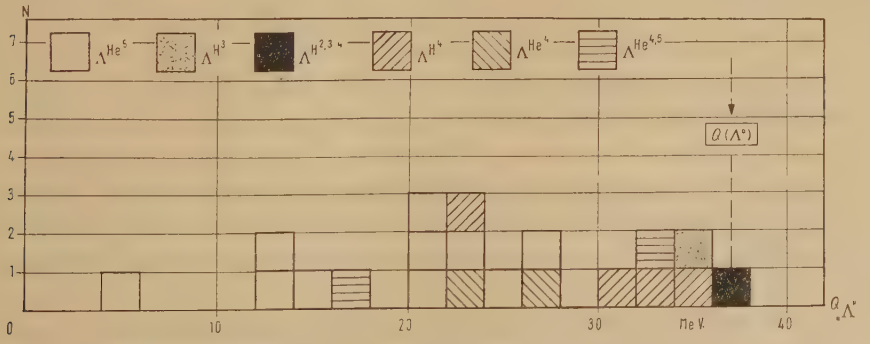

Abb. 4. Häufigkeitsverteilung der $Q_{„\Lambda"}$-Werte aus dem vorliegenden Experiment.

In Abb. 5 sind diese Werte mit denen der Weltstatistik [8]) zusammengefaßt und die $Q_{„\Lambda"}$-Verteilungen für die verschiedenen Hyperfragmente getrennt dargestellt.

Unter der Annahme, daß keine merklichen Wechselwirkungen zwischen Proton, π^--Meson und dem Kern Fr bestehen, sollte man in jedem Fall eine $Q_{„\Lambda"}$-Verteilung mit einem ausgeprägten Maximum nahe $Q(\Lambda^0) - B_\Lambda$ erwarten. Die $Q_{„\Lambda"}$-Verteilung in Abb. 4 läßt ein solches Maximum nicht erkennen. Von den $Q_{„\Lambda"}$-Verteilungen in Abb. 5 ist die für ${}_\Lambda He^5$ statistisch am besten fundiert.

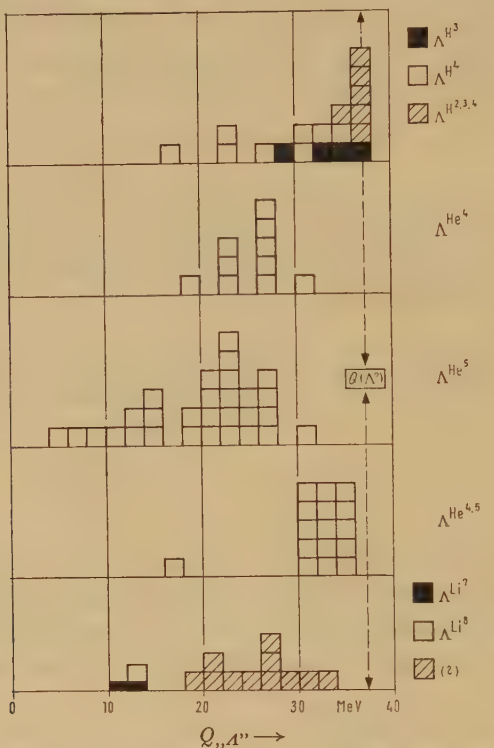

Abb. 5. Häufigkeitsverteilungen der $Q_{„\Lambda"}$-Werte für die verschiedenen Hyperfragmente (Zusammenfassung des vorliegenden Experiments mit der Weltstatistik [8])).

Die Breite dieser Verteilung und die Lage ihres Maximums bei etwa 23 MeV sind als Folge von Wechselwirkungen zwischen Proton, π^--Meson und He^4 aufzufassen.

Byers und Cottingham [9]) haben die Verteilungen von $\cos \Theta_{\pi\Lambda}$ und $P_{„\Lambda"}$ untersucht und gefunden, daß die Form dieser Verteilungen hauptsächlich bestimmt wird durch die in der Proton-He^4-Streuung bei 1.8 MeV liegende $P_{\frac{3}{2}}$-Resonanz. $P_{„\Lambda"}$ ist der Impuls des „Λ^0", also die Vektorsumme der Impulse von Proton und π^--Meson im Ruhesystem des Hyperfragments. Dem Betrage nach ist $P_{„\Lambda"}$ gleich dem Impuls des He^4 oder allgemeiner des Kerns Fr.

$\Theta_{\pi\Lambda}$ ist der Winkel zwischen der Flugrichtung des π^--Mesons im Ruhesystem des „Λ^0" und der Richtung von $P_{„\Lambda"}$ (siehe Abb. 6).

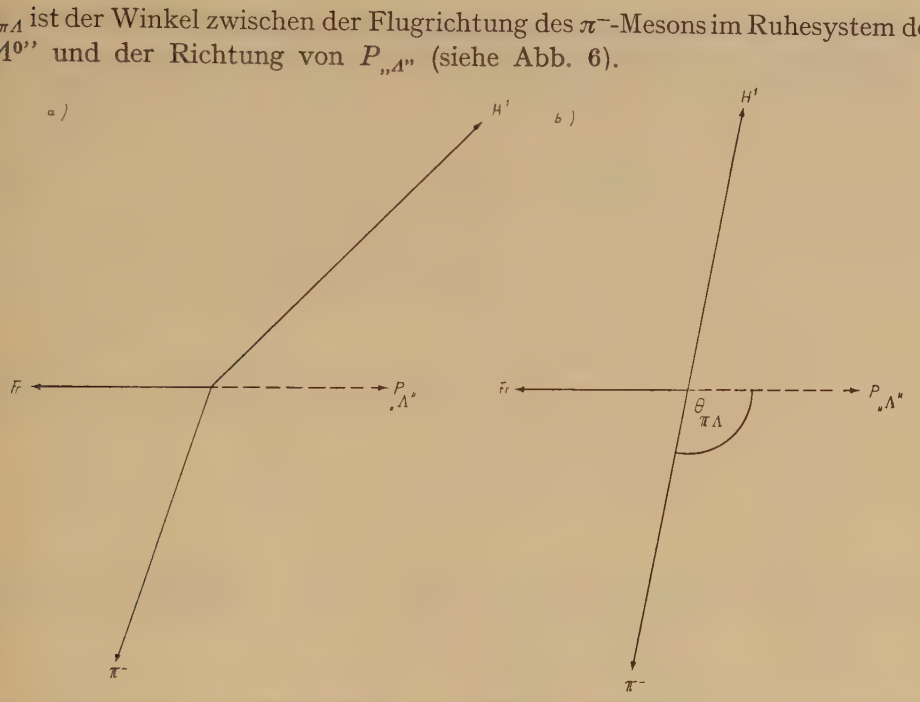

Abb. 6. Zur Definition des Winkels $\Theta_{\pi\Lambda}$. a) Zerfallsbild im Ruhesystem des Hyperfragments. b) Zerfallsbild im Ruhesystem des „Λ^0".

$\Theta_{\pi\Lambda}$ wurde berechnet aus dem Winkel ϑ (im Ruhesystem des Hyperfragments) zwischen der Flugrichtung des π^--Mesons und der Richtung von $P_{„\Lambda"}$:

$$\operatorname{tg}\Theta_{\pi\Lambda} = \sqrt{1-\beta^2}\,\frac{\sin\vartheta}{\cos\vartheta - \dfrac{\beta U_\pi}{p_\pi}}.$$

U_π und p_π sind die Gesamtenergie und der Impuls des π^--Mesons im Ruhesystem des Hyperfragments, und β ist die Geschwindigkeit des „Λ^0" in diesem System.

In Abb. 7 ist die $\cos\Theta_{\pi\Lambda}$-Verteilung für alle ${}_\Lambda\mathrm{He}^5$-Hyperfragmente aus der vorliegenden Arbeit und der Weltstatistik [8]) zusammengestellt. Die eingezeichnete Kurve ist die von Byers und Cottingham berechnete Verteilung für $\cos\Theta_{\pi\Lambda}$. Die qualitative Übereinstimmung der experimentellen mit der theoretischen Verteilung ist offensichtlich.

In Abb. 8 ist die aus der vorliegenden Arbeit und der Weltstatistik [8]) bestimmte $P_{„\Lambda"}$-Verteilung für die ${}_\Lambda\mathrm{He}^5$-Zerfälle mit der von Byers und Cottingham berechneten verglichen. Ein He^4-Kern mit einem Impuls $P_{„\Lambda"} = 100$ MeV/c hat eine Reichweite von 4.5 μm; bei einem Impuls von 80 MeV/c beträgt die Reichweite des He^4-Kerns 3.0 μm. Diese kurzen Reichweiten sind der Grund dafür, daß kein ${}_\Lambda\mathrm{He}^5$-Zerfall mit einem $P_{„\Lambda"} < 80$ MeV/c eindeutig

analysiert werden konnte. Alle in diesem Bereich liegenden ${}_{\Lambda}He^{5}$-Zerfälle sind in der Gruppe der zweideutigen ${}_{\Lambda}He^{4,5}$-Zerfälle enthalten. Auf die insgesamt 29 eindeutig analysierten Zerfälle ${}_{\Lambda}He^{5} \rightarrow He^{4}+H^{1}+\pi^{-}$ kommen 10 eindeutig

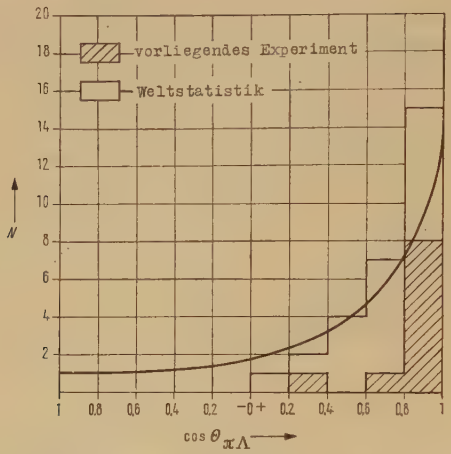

Abb. 7. cos $\Theta_{\pi\Lambda}$-Verteilung für die ${}_{\Lambda}He^{5}$-Hyperfragmente aus dem vorliegenden Experiment und der Weltstatistik [8]). Die eingezeichnete Kurve ist die von Byers und Cottingham [9]) berechnete cos $\Theta_{\pi\Lambda}$-Verteilung für ${}_{\Lambda}He^{5}$.

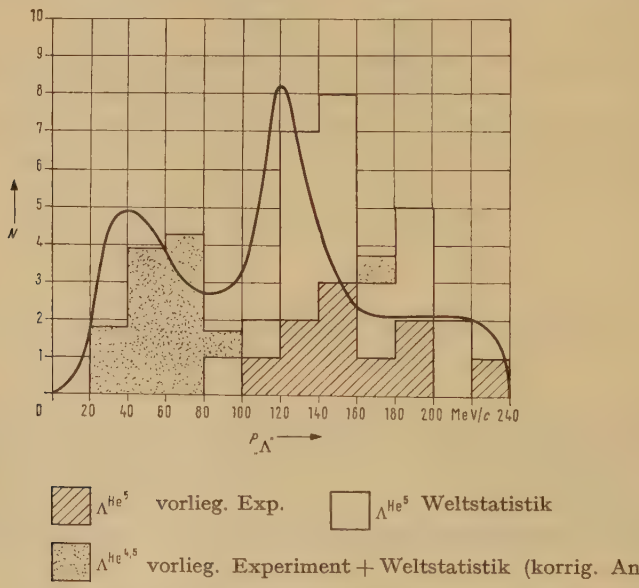

Abb. 8. Korrigierte $P_{„\Lambda"}$-Verteilung für die ${}_{\Lambda}He^{5}$-Hyperfragmente aus dem vorliegenden Experiment und der Weltstatistik [8]). Die eingezeichnete Kurve ist die von Byers und Cottingham [9]) berechnete $P_{„\Lambda"}$-Verteilung für ${}_{\Lambda}He^{5}$.

analysierte Zerfälle ${}_{\Lambda}He^{4} \rightarrow He^{3}+H^{1}+\pi^{-}$. Es wurde daher angenommen, daß unter den 16 Zerfällen ${}_{\Lambda}He^{4,5} \rightarrow He^{3,4}+H^{1}+\pi^{-}$ elf ${}_{\Lambda}He^{5}$-Zerfälle sind. Dementsprechend wurde in der Abb. 8 jeder der 16 ${}_{\Lambda}He^{4,5}$-Zerfälle 0.7-fach als ${}_{\Lambda}He^{5}$-

Zerfall gezählt. Die Formen der experimentellen und der theoretischen Verteilung sind einander offenbar sehr ähnlich, wenn auch die beiden Maxima der experimentellen Verteilung gegenüber denen der theoretischen etwas nach höheren $P_{„\Lambda"}$-Werten hin verschoben erscheinen.

Für die Zerfälle der verschiedenen anderen Hyperfragmente ist eine ähnliche Untersuchung der $Q_{„\Lambda"}$-, $\cos \Theta_{\pi\Lambda}$- und $P_{„\Lambda"}$-Verteilungen noch sinnlos, da die Statistiken zu klein sind.

In der Tab. 3 sind die Zahlenwerte von $Q_{„\Lambda"}$, $\cos \Theta_{\pi\Lambda}$ und $P_{„\Lambda"}$ für die einzelnen Hyperfragmentzerfälle aus der vorliegenden Arbeit gegeben.

TABELLE 3

$Q_{„\Lambda"}$, $\cos \Theta_{\pi\Lambda}$ und $P_{„\Lambda"}$ für die Hyperfragmentzerfälle der vorliegenden Arbeit

Hyperfragment	Ereignis Nr.	$Q_{„\Lambda"}$ [MeV]	$\cos \Theta_{\pi\Lambda}$	$P_{„\Lambda"}$ $\left[\frac{\text{MeV}}{c}\right]$
${}_{\Lambda}H^{3}$	24	35.78	+0.443	43.00
${}_{\Lambda}H^{4}$	2	31.58	−0.503	74.85
	31	33.41	+0.162	39.47
	35	23.28	+0.427	139.71
	36	34.17	−0.454	58.40
${}_{\Lambda}H^{2,3,4}$	1	36.32	−0.274	6.32
${}_{\Lambda}He^{4}$	7	23.60	+0.059	132.7
	12	27.16	+0.784	106.44
${}_{\Lambda}He^{5}$	3	13.90	+0.960	189.9
	5	25.11	+0.953	125.4
	6	21.13	+0.844	151.1
	10	15.63	+0.847	178.6
	11	27.38	+0.834	110.91
	16	21.99	+0.897	140.5
	21	13.90	+0.785	185.7
	23	23.60	+0.259	138.9
	26	4.31	+0.863	227.6
	37	21.34	+0.983	147.8
${}_{\Lambda}He^{4,5}$	33	16.81	−0.068	178.5
	34	33.63	−0.969	50.66

4.3. MITTLERE LEBENSDAUERN

Zur Abschätzung der Lebensdauern der Hyperfragmente sind die betreffenden Ergebnisse des vorliegenden Experiments in Tab. 4 zusammengestellt. $\sum t_i$ ist die Summe aller Abbremszeiten (für Ruhezerfälle) bzw. Flugzeiten (für Flugzerfälle). t_i ist die Zeit im Eigensystem des betreffenden Hyperfragments.

TABELLE 4

Zur Abschätzung der Hyperfragment-Lebensdauern

Hyperfragment	${}_\Lambda H^3$	${}_\Lambda H^4$	${}_\Lambda H^{2,3,4}$	${}_\Lambda He^4$	${}_\Lambda He^5$	${}_\Lambda He^{4,5}$	${}_\Lambda Li^8$	${}_\Lambda Li^9$	${}_\Lambda Li^{8,9}$	(?)
Σt_i [10^{-10} sec]	0.312	2.648	0.240	0.197	0.372	0.117	0.051	0.025	0.010	0.394
Anzahl der Flugzerfälle	1	2								

Entsprechend den drei Zerfallsmöglichkeiten setzt sich die Zerfallsrate für ein Hyperfragment additiv aus den drei Zerfallsraten für π^--mesonischen, π^0-mesonischen und nichtmesonischen Zerfall zusammen:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\pi^- \text{-mes.}}} + \frac{1}{\tau_{\pi^0 \text{-mes.}}} + \frac{1}{\tau_{\text{nichtmes.}}}.$$

τ ist die gesamte mittlere Lebensdauer, und $\tau_{\pi^- \text{-mes.}}$, $\tau_{\pi^0 \text{-mes.}}$, $\tau_{\text{nichtmes.}}$ sind die mittleren Lebensdauern gegenüber den drei Zerfallsmöglichkeiten.

Berechnet wurde die mittlere Lebensdauer der ${}_\Lambda H^4$-Hyperfragmente. Es sei

$$S(\tau) = \frac{\frac{1}{\tau}\sum t_i - n}{\sqrt{n}},$$

wobei n die Anzahl der Flugzerfälle sein soll. Nimmt τ für $S(\tau) = 0, +1, -1$ beziehentlich die Werte τ_0, τ_+, τ_- an, so folgt als wahrscheinlichster Wert für die mittlere Lebensdauer [10])

$$\tau = \tau_{0-(\tau_0-\tau_+)}^{+(\tau_--\tau_0)}.$$

Berücksichtigt man nur die sicher identifizierten ${}_\Lambda H^4$-Hyperfragmente, so ergibt sich

$$\tau_{\pi^- \text{-mes.}}({}_\Lambda H^4) = (1.3^{+3.2}_{-0.5}) \times 10^{-10} \text{ sec}.$$

Werden zusätzlich alle Hyperfragmente berücksichtigt, die möglicherweise ${}_\Lambda H^4$ sein könnten (${}_\Lambda H^{2,3,4}$ und (?)), dann erhält man

$$\tau^*_{\pi^- \text{-mes.}}({}_\Lambda H^4) = (1.6^{+3.9}_{-0.7}) \times 10^{-10} \text{ sec}.$$

Für freie Λ^0-Hyperonen ist innerhalb der Fehlergrenzen das Verzweigungsverhältnis [11])

$$\frac{\Lambda^0 \to p + \pi^-}{\Lambda^0 \to n + \pi^0} = 2.$$

Wenn man die nichtmesonischen Zerfälle des ${}_\Lambda H^4$ vernachlässigt und für die im ${}_\Lambda H^4$ gebundenen Λ^0-Hyperonen das gleiche Verzweigungsverhältnis wie für die freien Λ^0-Hyperonen annimmt, so folgt

$$\tau({}_\Lambda H^4) = (0.9^{+2.1}_{-0.3}) \times 10^{-10} \text{ sec}$$

und

$$\tau^*({}_\Lambda H^4) = (1.1^{+2.6}_{-0.5}) \times 10^{-10} \text{ sec}.$$

Eine Zusammenfassung mit den Ergebnissen der von Slater [1]) durchgeführten systematischen Untersuchung liefert

$$\tau({}_\Lambda H^4) = (0.9^{+1.9}_{-0.5}) \times 10^{-10} \text{ sec}, \quad \tau^*({}_\Lambda H^4) = (1.1^{+2.3}_{-0.6}) \times 10^{-10} \text{ sec}.$$

Die mittlere Lebensdauer des freien Λ^0 beträgt [11])

$$\tau(\Lambda^0_{\text{frei}}) = (2.60^{+0.16}_{-0.14}) \times 10^{-10} \text{ sec}.$$

Trotzdem es so aussieht, als ob $\tau({}_\Lambda H^4) < \tau(\Lambda^0_{\text{frei}})$ wäre, stimmen beide mittlere Lebensdauern innerhalb der Fehlergrenzen noch überein.

4.4. EREIGNIS 25

Beim Ruheeinfang eines K^--Mesons wurden vier geladene Teilchen emittiert (keines war ein π-Meson). Vom Ende der 737 μm langen Spur eines dieser Teilchen gehen die Spur eines Wasserstoffkerns und die Spur eines π^--Mesons aus. Die Reichweite des Wasserstoffkerns beträgt 3765 μm, die Reichweite des π^--Mesons 3900 μm. Wasserstoffspur und π^--Spur bilden einen Winkel von 62.2° miteinander.

Für das π^--Meson ergibt sich als kinetische Energie

$$E_{\text{kin}}(\pi^-) = 13.45 \text{ MeV}.$$

Der Wasserstoffkern war sehr wahrscheinlich ein Proton. Die kinetische Energie für das Proton beträgt

$$E_{\text{kin}}(H^1) = 29.94 \text{ MeV}.$$

Für ein Deuteron bzw. Triton wären die kinetischen Energien $E_{\text{kin}}(H^2) = 40.28$ MeV und $E_{\text{kin}}(H^3) = 47.81$ MeV.

Allein aus den kinetischen Energien von π^--Meson und Wasserstoffkern folgt, daß Ereignis 25 kein Hyperfragment-Zerfall in Ruhe sein kann, da für

jedes Zerfallsschema die Bindungsenergie B_Λ stark negativ wird. Die Änderung der Ionisation längs der 737 μm langen Primärspur und besonders die Streuungen nahe ihrem Ende schließen einen Hyperfragment-Flugzerfall aus; das Primärteilchen kam zur Ruhe. δ-Strahl-Zählungen an der Primärspur ergaben eine Ladung $Z = 1$.

Setzt man für den Wasserstoffkern ein Proton, was sehr wahrscheinlich richtig ist, so kann Ereignis 25 folgendermaßen erklärt werden: Das K^--Meson reagierte im komplexen Atomkern mit einem Neutron und erzeugte dabei ein Σ^--Hyperon:

$$K^- + n \rightarrow \Sigma^- + \pi^0.$$

Das Σ^- reagierte am Ende seiner Reichweite in dem einfangenden Atomkern mit einem Proton:

$$\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda^0 + n \quad \text{oder} \quad \Sigma^- + p \rightarrow \Sigma^0 + n \rightarrow \Lambda^0 + \gamma + n.$$

(Für den Σ^--Einfang sprechen auch ein Blob und ein Auger-Elektron.) Das Λ^0 zerfiel nach einer unmeßbar kurzen Wegstrecke in Proton und π^--Meson. Für die Summe Q der kinetischen Energien von Proton und π^--Meson im Ruhesystem des Λ^0 erhält man

$$Q = 9.5 \text{ MeV}.$$

Dieser niedrige Q-Wert bedeutet, daß das Λ^0 nicht frei zerfallen sein kann, sondern daß sein Zerfall zum Beispiel durch den komplexen Atomkern, in dem es erzeugt wurde, gestört worden ist, oder daß das Λ^0 in einem Hyperfragment gebunden war, welches im Fluge zerfiel, noch bevor es eine meßbare Weglänge zurückgelegt hatte.

Abschließend soll bemerkt werden, daß Kerneinfänge kurzreichweitiger Σ^--Hyperonen, bei denen wie im Ereignis 25 neben anderen geladenen Zerfallsprodukten auch ein π^--Meson emittiert wird, sicherlich nicht immer von π^--mesonischen Hyperfragmentzerfällen in Ruhe unterschieden werden können.

Herrn Prof. Dr. W. Heisenberg und Herrn Dr. K. Gottstein danke ich für die mir im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik gebotenen Arbeitsmöglichkeiten und für die Anregung zu dieser Arbeit. Frl. M. Ankermann, Frau H. Baumbach, Frl. U. Kaulfuss und Frl. H. Neu möchte ich für ihre Hilfe bei der Durchmusterung der Platten danken. Herrn Dr. H. Heckman und Herrn Dr. M. Cresti vom Lawrence Radiation Laboratory in Berkeley bin ich für die Exposition des Emulsionspaketes zu Dank verpflichtet.

Anmerkung bei der Korrektur: Unter Berücksichtigung der Ergebnisse neuester Experimente [12]) erhält man für $Q(\Lambda^0)$ als zur Zeit besten Wert 37.58 ± 0.15 MeV. Bei Zugrundelegung dieses Wertes sind zu allen in der vorliegenden Arbeit berechneten Bindungsenergien 0.36 MeV zu addieren.

Literatur

1) W. E. Slater, Nuovo Cim. Suppl. **10** (1958) 1
2) W. H. Barkas, P. H. Barrett, P. Cüer, H. Heckman, F. M. Smith und H. K. Ticho, Nuovo Cim. **8** (1958) 185;
W. H. Barkas, Nuovo Cim. **8** (1958) 201
3) J. J. Wilkins, A.E.R.E. G/R (1951) 664
4) A. H. Wapstra, Physica **21** (1955) 367
5) W. H. Barkas und A. H. Rosenfeld, UCRL-8030 (1958)
6) R. Ammar, R. Levi Setti, W. E. Slater, S. Limentani, P. E. Schlein und P. H. Steinberg, Nuovo Cim. **15** (1960) 181
7) E. M. Silverstein, Nuovo Cim. Suppl. **10** (1958) 41
8) R. Levi Setti, W. E. Slater und V. L. Telegdi, Nuovo Cim. Suppl. **10** (1958) 68
9) N. Byers und W. N. Cottingham, Nuclear Physics **11** (1959) 554
10) C. Castagnoli, G. Cortini und C. Franzinetti, Nuovo Cim. Suppl. **12** (1954) 297
11) Proc. Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at CERN (1958)
12) R. Ammar, R. Levi Setti, W. E. Slater, S. Limentani, P. E. Schlein und P. H. Steinberg, Nuovo Cim. **15** (1960) 181;
E. B. Brucker, Thesis, The John Hopkins University (1960);
J. Lodge, F. Anderson, E. B. Brucker, A. Pevsner und R. Strand, noch nicht veröffentlicht;
J. Bogdanowicz, M. Danysz, A. Filipkowsky, E. Marquit, E. Skrzypczak, A. Wroblewski und J. Zakrzewski, Nuovo Cim. **11** (1959) 727;
W. H. Barkas, P. C. Giles, H. H. Heckman, F. W. Inman, C. J. Mason und F. M. Smith, Padua-Venice Conference Report (1957) VI-41

Lebenslauf

Am 6. Okt. 1933 wurde ich in Zeven (Kreis Bremervörde) als Sohn des Polizeibeamten Friedrich Tietge und seiner Ehefrau Helene, geb. Dähr, geboren.

Am 1. Sept. 1939 kam ich in Hof, Kreis Bärn (Ostsudetenland) zur Schule. Vom 1. Sept. 1943 bis zum Mai 1945 besuchte ich die Oberschule für Jungen in Hohenstadt (Ostsudetenland).

Nach der Flucht im Mai 1945 ging ich ab Okt. 1945 zur Mittelschule in Beetzendorf, Kreis Salzwedel. 1947 wechselte ich zur Oberschule in Beetzendorf über, die in diesem Jahre im Zuge der ostzonalen Schulreform neu eingerichtet worden war. Ich wählte den naturwissenschaftlichen Zweig an dieser Schule und legte dort am 7. und 8. Juni 1951 die Reifeprüfung mit dem Prädikat "Gut" ab.

Zum Sommersemester 1952 schrieb ich mich an der Universität Göttingen für das Physikstudium ein. Am 28. Juli 1954 bestand ich hier das Diplomvorexamen mit "Gut". Nachdem ich unter der Leitung von Professor K. Wirtz am Max-Planck-Institut für Physik in Göttingen meine Diplomarbeit ("Die Energiespektren der sekundären π- Mesonen aus dem τ^+- Zerfall") angefertigt hatte, unterzog ich mich am 19. Febr. 1958 der Diplom-Hauptprüfung für Physiker an der Universität Göttingen. Ich bestand dieses Examen mit dem Gesamturteil "Gut".

Die vorliegende Dissertation habe ich unter der Leitung von Professor W. Heisenberg am Max-Planck-Institut für Physik in Göttingen begonnen und sie an eben diesem Institut nach dessen Übersiedlung nach München fertiggestellt.